

海底溪谷で発生する泥水流の $k-\epsilon$ 乱流モデルによる流動解析

衛 藤 俊 彦*・福 嶋 祐 介**

1. 序 論

均一な流体中に砂を浮遊した流体が流入するとき、その密度差により泥水流が形成される。泥水流は海底溪谷や大規模な貯水池で発生し、多量の土砂輸送を伴う流れであり、海岸域での漂砂や溪谷の地形変化に影響を与える (Inmanら, 1976, Parker, 1982)。泥水流の概要を図-1に示す。先端にふくらみを持った非定常部が形成され、その後方に流れの変化が緩やかな定常部が続く。

塩分濃度や温度差などに起因する傾斜壁面密度噴流 (傾斜ブルーム) は泥水流に類似した流れである (福嶋, 1988)。平衡状態が存在する傾斜ブルームと異なり、泥水流では底面からの砂の巻き上げや、底面への沈降・堆積を伴うため、密度差の流束は流下方向に増減する。底面からの砂の巻き上げが沈降よりも大きい場合には、負の浮力フラックスが流下方向に増加し、泥水流は加速する。これと反対に砂の巻き上げが沈降よりも小さい場合には、負の浮力フラックスが流下方向に減少するため、泥水流は流れを維持できず、次第に減速する。泥水流では砂を浮遊維持するために乱流の寄与が不可欠であり、それによって平均流が維持できる。このように、平均流の流動特性は乱流構造と密接に関連する。従って、泥水流の平均流の流動特性を知るためにも、乱流構造の解明が重要である。

泥水流については Parker ら (1987) や Garcia (1990)

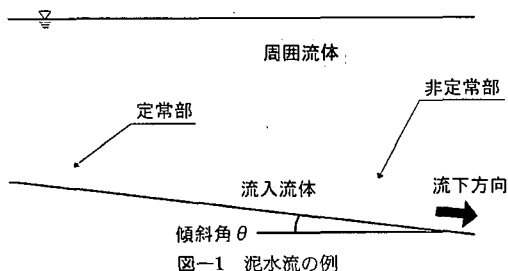


図-1 泥水流の例

によって実験的研究が行われている。また福嶋と Parker (1985) によりスクリップス海底溪谷での泥水流 (Inmanら, 1976) について、層積分法を用いた数値解析により検討がなされている。

泥水流では平均流による乱れエネルギーの生成と同時に、浮遊砂の密度勾配に起因する乱れエネルギーの負の生成を正しく見積もることが必要である。本研究ではこれらの効果を考慮できるモデルとして、乱流運動エネルギー k と分子粘性逸散率 ϵ に関する方程式を用いる $k-\epsilon$ 乱流モデルを採用した。このモデルを用いて数値計算を行い、流速分布、浮遊砂の濃度分布の流下方向の発達、減衰過程を調べ、泥水流の平均流の流動機構と乱流構造の関連を解明することが本研究の目的である。

2. 泥水流の基礎方程式

図-2に示すような座標系における、二次元、非定常の流れを考える。水の密度を ρ_w 、砂粒子の密度を ρ_s とし、砂粒子の体積濃度を c とするとき、泥水流の密度 ρ は次式で表される。

$$\rho = \rho_w(1-c) + \rho_s c = \rho_w(1+Rc) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $R = (\rho_s - \rho_w) / \rho_w$ は水中での砂粒子の相対比重、 Rc が泥水流の相対密度差である。

このとき、泥水流の基礎方程式は以下のようになる。
質量保存式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

x 方向の運動量方程式

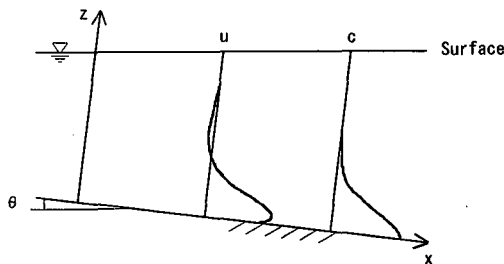


図-2 座標系

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \rho g \sin \theta - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \overline{\rho u'^2} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{\rho u' w'} \dots\dots\dots (3)$$

z 方向の運動量方程式

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\rho g \cos \theta - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \overline{\rho u' w'} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{\rho w'^2} \dots\dots\dots (4)$$

拡散方程式

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial uc}{\partial x} + \frac{\partial (w - v_s)c}{\partial z} = D \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \overline{c' u'} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{c' w'} \dots\dots\dots (5)$$

乱流運動エネルギー k の方程式

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + w \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \nu_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + Rg \cos \theta \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial c}{\partial z} - \epsilon \dots\dots\dots (6)$$

分子粘性逸散率 ϵ の方程式

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + w \frac{\partial \epsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) + c_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} \left\{ \nu_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + (1 - c_{3\epsilon}) Rg \cos \theta \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial c}{\partial z} \right\} - c_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k} \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 ν_t は渦動粘性係数であり、次式で与えられる。

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \dots\dots\dots (8)$$

また、 u は x 方向の流速、 w は z 方向の流速、 c は砂の体積濃度、 g は重力加速度、 θ は底面の傾斜角、 D は分子拡散係数、 v_s は静水中の砂粒子の沈降速度、 σ_k は乱流シュミット数、 σ_k , σ_ϵ , c_μ , $c_{1\epsilon}$, $c_{2\epsilon}$, $c_{3\epsilon}$ は k - ϵ 乱流モデルの数値定数である (福岡, 1988)。

それぞれの方程式の離散化にはパタンカー (1985) が提案している SIMPLE 法を用いた。これは移流拡散流束に対する独自の離散化手法を用い、スタッガード格子を導入し、さらに圧力方程式を解くものである。

底面における濃度の境界条件としては次の式を用いた。

$$\text{底面 } z = z_0 \text{ で } -\frac{\nu_t}{\sigma_c} \frac{\partial c}{\partial z} = v_s E_s \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 E_s は砂の連行係数であり、Akiyama and Fukushima (1985) の式を修正した、Garcia (1990) の提案式を用いた。

$$E_s = AZ_u^3 / \left(1 + \frac{A}{0.3} Z_u^3 \right) \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 $A = 1.3 \times 10^{-7}$, $Z_u = R_p^{0.8} u_* / v_s$, $R_p = \sqrt{g R D_s} D_s / \nu$, D_s は砂の粒径、 u_* は底面での摩擦速度である。

3. 傾斜ブルーム定常部への適用

3.1 実験概要

数値モデルの有効性を確認するため、傾斜ブルームの数値計算を行い、福岡・高島 (1989a, 1989b) が行った傾斜壁面密度噴流実験で測定した形成領域の物理量と比較を行った。この実験の概要を説明する。幅 8.5 cm、深さ 100 cm、全長 180 cm の水路に傾斜角 30° の水路床が設置され、上流には高さ 4 cm の流入部が設けてある。流入部から塩水を流入させ、流れが定常になるのを待ち、流速分布、濃度分布などの物理量の測定を行った。流速の測定にはレーザードップラー流速計を用い、塩分濃度の測定にはサイフォンによって取水した試料を導電率計により測定した。

3.2 数値モデルの有効性の検証

傾斜ブルームの計算では式 1 において Rc を塩分含有による相対密度差と考え、式 (5), (9) で $v_s = 0$ とすることにより、モデルを傾斜ブルームに適用する。 x 方向流速分布、濃度分布、乱流運動エネルギー、レイノルズ応力の流下方向変化の数値計算結果と実験結果の比較を図-3 から図-6 に示す。図中、実線が数値計算結果、黒丸が実験結果である。

図-3 の流速分布を見ると、数値計算結果は壁面噴流と似た分布形を示し、実験結果をよく説明する。計算結果では、噴流部の上方に逆流域の発生が再現されている。この逆流域は噴流による周囲水の連行に伴い、それを補償する流れとして生ずるものである。図-4 は濃度分布である。濃度は流入する初期濃度で基準化した。濃度分布は噴流の流下とともに z 方向へ発達し、噴流と周囲水の混合が活発に行われていることが示される。

図-5 の乱流運動エネルギー k 、図-6 のレイノルズ応力 $-\overline{u'w'}$ の結果を見ると、これらは図-3, 4 に比べると実験値と数値解との一致はそれほど良好ではない。これは一般に乱流特性量の測定が平均量に比べて難しく精度がよくないことも一因であろう。このことを考慮すると、今回用いた k - ϵ 乱流モデルで傾斜ブルームの乱流特性量が再現可能であることが推察される。

以上の結果より、本モデルによる傾斜ブルームの数値解析結果は、実験結果をかなりの精度で再現できたといえる。

4. 泥水流解析

4.1 実験概要

泥水流に対して数値解析の妥当性の検討を行うため、実験結果と比較した。比較には、泥水流の流速分布、浮

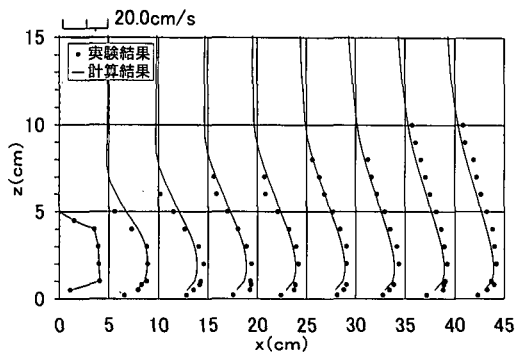
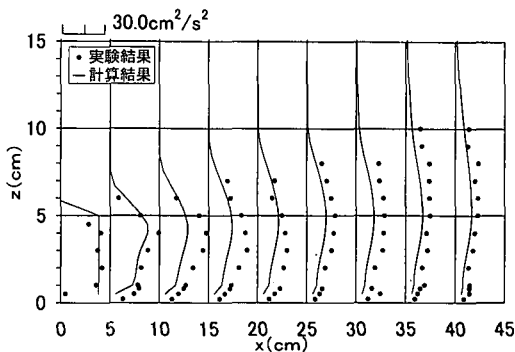
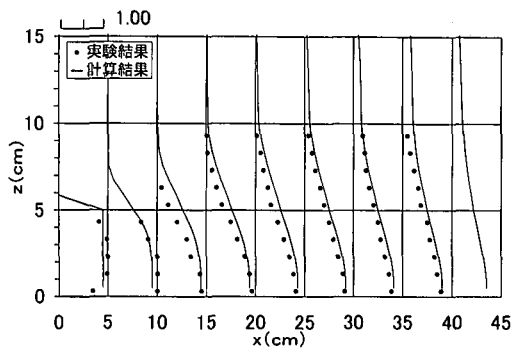
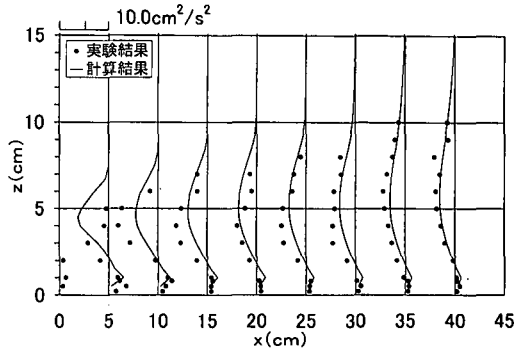

 図-3 x 方向流速分布の流下方向変化

 図-5 乱流運動エネルギー k の流下方向変化


図-4 濃度分布の流下方向変化


 図-6 レイノルズ応力 $-\overline{u'w'}$ の流下方向変化

遊砂の濃度分布が測定された Parker ら (1987) 及び Garcia (1990) の実験結果を用いた。これらと同一の水理条件で数値解析を行い、流速分布、濃度分布の実験値と比較した。

Parker ら (1987) の実験は長さ 20 m、幅 0.7 m、深さ 1.7 m、勾配 0.05 の水槽を用いた。泥水流は上流端に設けた高さ 8 cm の開口部から、淡水と濁度物質の混合水を流入させた。また、水槽の底面には流入させた粒径 0.028 mm、比重 2.65 の濁度物質(珪土)と同じ濁質が敷き詰められている。水路に淡水を満たし、静止するのを待って泥水流を流入させた後、定常になるのを待って流速分布、濃度分布が測定された。流速の測定は直径 3 mm の超小型プロペラ流速計を用いた。濁質の濃度分布の測定には、サイフォンで採水した試料を乾燥させ、珪土の重量濃度を求めた。さらにこれから珪土の体積濃度を求めた。

次に Garcia (1990) の実験では長さ 5 m、幅 0.3 m、深さ 0.78 m の水路に勾配 0.08 の水路床を設置した装置を用いた。上流端には高さ 3 cm の開口部を持つ流入部を設けた。Garcia は二種類の実験を行った。第一の実験は Parker らと同様の実験であり、淡水を満たした水槽に粒径 0.025 mm、比重 2.65 の濁質を含む泥水を連続的

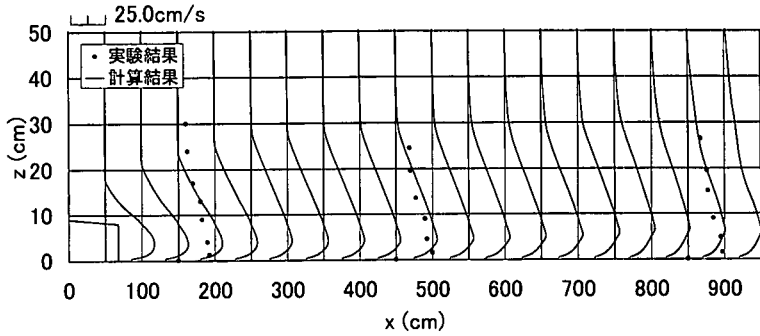
に流入させた。この実験を Case 1 と呼ぶ。二番目の実験は、水路の途中の流下距離 2~4 m の区間に粒径 0.22 mm、比重 1.35 の石炭粉を敷き詰め、浸食可能な河床とした水路に上流より塩水を流入させた。この実験は、塩水による傾斜ブルームによる石炭粉の巻き上げ機構の把握を目的とした実験である。この実験を Case 2 と呼ぶ。

4.2 Parker らの実験と数値計算結果の比較

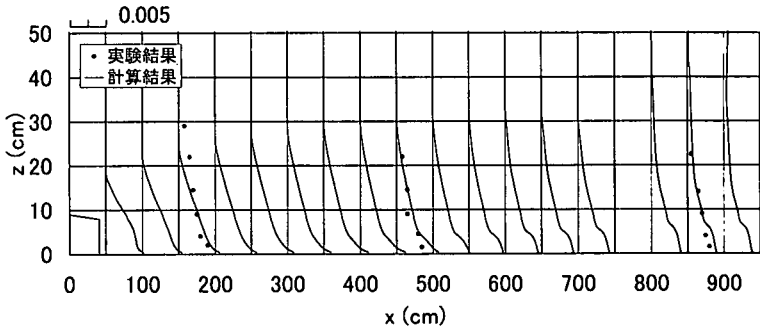
Parker ら (1987) の実験結果と数値計算結果を図-7、8 に示す。図-7 は x 方向流速分布の流下方向変化を示したものであり、図-8 は濃度分布の流下方向変化を示したものである。 $x=450, 850$ cm での流速分布、濃度分布では数値計算結果と実験結果はともによく一致している。 $x=150$ cm においては、流速分布の形状が実験結果の方がより鉛直方向へ広がっており、流速の最大値は数値計算結果の方が大きい。この理由としては、数値計算の流入部境界条件を一樣としたが実験での値と異なっていたためと考えられる。流下するにしたがって流速の最大値が減少し、 z 方向に流れが広がっている。濃度分布をみると流下するにしたがって、濃度が減少し、また z 方向への濃度分布の拡がりが見られる。

4.3 Garcia の実験 Case 1 と数値計算結果の比較

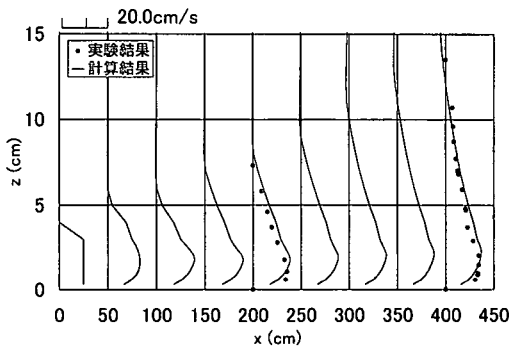
図-9、10 に Garcia (1990) の実験 Case 1 の x 方向流



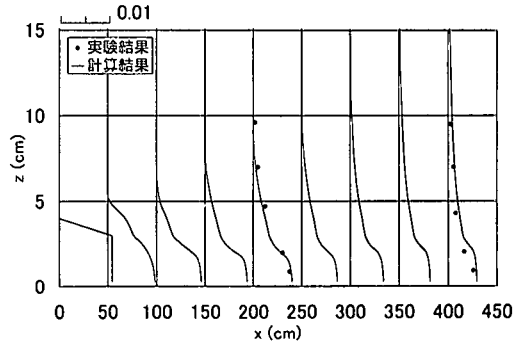
図一7 x方向流速分布の流下方向変化 (Parker ら, 1987)



図一8 濃度分布の流下方向変化 (Parker ら, 1987)



図一9 流速分布の流下方向変化, Garcia Case 1



図一10 濃度分布の流下方向変化, Garcia Case 1

速分布, 濃度分布の流下方向変化のグラフを示す。流速分布, 濃度分布の計算結果は実験結果をかなりの精度で説明できる。この場合でも傾斜ブルームと同様, 泥水流の上に逆流域の発生が計算された。流速分布は流下とともに z 方向に発達している。底面付近の濃度が流下方向に減少しているのがわかる。これは粒子の沈降, 堆積が生じているためである。

4.4 Garcia の実験 Case 2 と数値計算結果の比較

この実験では $x=200$ cm までは塩水によるブルームであり, $x=200$ から 400 cm ではこれに石炭粉の浮遊が

加わった複雑な流れである。数値解析では塩水ブルームと泥水流とを合成して計算を行った。図一11, 12 に Case 2 の x 方向流速分布, 濃度分布の流下方向変化を示す。数値計算結果は測定した流速分布をよく説明している。この場合も泥水流の上方に逆流域が発生する。濃度分布は $x=300$ cm 地点では数値解と実験値とがほぼ一致しているが, $x=350, 400$ cm では, 両者はかなり異なった分布を示す。この実験では流れにより河床が浸食され, 河床波が形成されている。数値計算ではこのことは考慮に入っていない。測定した流速の大きさが計算結果に比べて

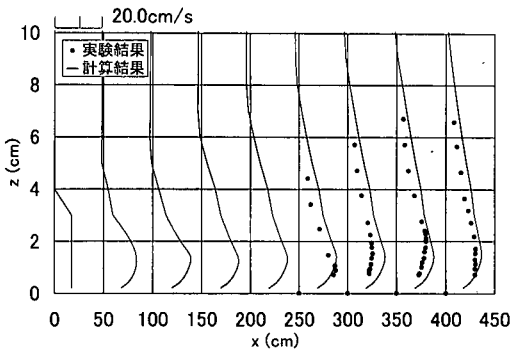


図-11 流速分布の流下方向変化, Garcia Case 2

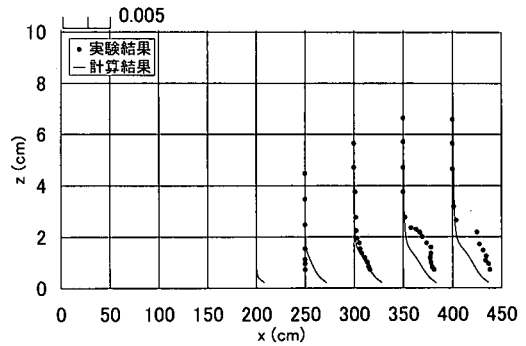


図-12 濃度分布の流下方向変化, Garcia Case 2

小さいのはこの効果のためと考えられる。また、この影響は濃度分布にも及んでいるため、大きな誤差が現れたものと推察される。この実験では水路の途中から石炭粉が巻き上げられ、流下方向の負の浮力フラックスが増加しているが、数値解はこの特徴を再現する。

5. 結 論

海底溪谷で発生する泥水流に対して $k-\epsilon$ 乱流モデルを適用し、SIMPLE 法で離散化を行う数値解析手法を提案した。本モデルにより、塩水による傾斜プルームの実験結果と数値計算結果を比較し、流速分布、濃度分布などの平均量や乱れ運動エネルギー、レイノルズ応力といった乱流特性量の流下方向の変化特性を説明できることを示した。同様に本モデルを泥水流に対して適用した結果、他の研究者による実験結果に対して数値計算結果が良好な結果を与えることを示された。今回比較した泥水流は規模が小さく減速過程にあった。流れの規模がさらに大きく加速域にある泥水流は自然界においてより重要な役割を果たす。これらの検討については今後の課題である。本モデルにより底面での境界条件において、砂の連行係数の値を適切に選ぶことによって加速または減速過程にある泥水流を再現できることを明らかにした。

参 考 文 献

- 福嶋祐介・Gary Parker (1985): 自己加速する泥水流に関する研究, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp. 253-257.
- 福嶋祐介 (1988): 乱流モデルによる傾斜壁面密度噴流の解析, 土木学会論文集, 第 399 号/II-10, pp. 65-74.
- 福嶋祐介・高島哲雄 (1989a): 下層密度流の形成領域の乱流モデルによる解析, 第 33 回水理講演会論文集, pp. 589-594.
- 福嶋祐介・高島哲雄 (1989b): 二次元傾斜壁面密度噴流の乱流測定について, 土木学会論文集, 第 411 号/II-12, pp. 259-262.
- パタンカー, S. V. 水谷幸夫・香月正司訳 (1985): コンピュータによる熱と流れの数値解析, 森北出版.
- Akiyama, J. and Y. Fukushima (1985): Entrainment of non-cohesive bed sediment into suspension, Ex. Memo. No. 195, SAFHL, Univ. of Minnesota.
- Garcia, M. (1990): Depositing and eroding sediment driven flows: turbidity currents, SAFHL, University of Minnesota, Project Report No. 306, 179 p.
- Inman, D. L., C. E. Nordstrom and R. E. Flick (1976): Currents in submarine canyons: an air-sea-land interaction, Annual Rev. of Fluid Mech., Vol. 8, pp. 275-310.
- Parker, G. (1982): Conditions for the ignition of catastrophically erosive turbidity currents, Marine Geology, Vol. 46, pp. 306-327.
- Parker, G., M. Garcia, Y. Fukushima and W. Yu (1987): Experiments on turbidity currents over an erodible bed, J. of Hydraulic Research, Vol. 25, No. 1, pp. 123-147.